

Jahrbuch der
Heinrich-Heine-Universität
Düsseldorf

Heinrich Heine
HEINRICH HEINE
UNIVERSITÄT
DÜSSELDORF

2005/2006

Heinrich Heine

**Jahrbuch der
Heinrich-Heine-Universität
Düsseldorf
2005/2006**

**Jahrbuch der
Heinrich-Heine-Universität
Düsseldorf
2005/2006**

**Herausgegeben vom Rektor
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf
Univ.-Prof. Dr. Dr. Alfons Labisch**

**Konzeption und Redaktion:
em. Univ.-Prof. Dr. Hans Süßmuth**

© Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf 2006
Einbandgestaltung: Wiedemeier & Martin, Düsseldorf
Titelbild: Schloss Mickeln, Tagungszentrum der Universität
Redaktionsassistent: Georg Stüttgen
Beratung: Friedrich-K. Unterweg
Satz: Friedhelm Sowa, L^AT_EX
Herstellung: WAZ-Druck GmbH & Co. KG, Duisburg
Gesetzt aus der Adobe Times
ISBN 3-9808514-4-3

Inhalt

| | |
|--|-----|
| Vorwort des Rektors | 11 |
| Gedenken | 15 |
| Rektorat | 17 |
| ALFONS LABISCH (Rektor) | |
| Die Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf ist eine Forschungsuniversität .. | 19 |
| HILDEGARD HAMMER | |
| Der Bologna-Prozess – Chancen und Schwächen einer erzwungenen Studienreform | 29 |
| CHRISTOPH AUF DER HORST | |
| Das Studium Universale der Heinrich-Heine-Universität zwischen „akademeia“ und „universitas“ | 41 |
| 40 Jahre Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf | |
| HERMANN LÜBBE | |
| Universitätsjubiläen oder die Selbsthistorisierung der Wissenschaften | 53 |
| Medizinische Fakultät | |
| <i>Dekanat</i> | 65 |
| <i>Neu berufene Professorinnen und Professoren</i> | 69 |
| WOLFGANG H. M. RAAB (Dekan) und SIBYLLE SOBOLL | |
| Forschung und Lehre in der Medizinischen Fakultät | 73 |
| JÜRGEN SCHRADER | |
| Systembiologie – Neue Perspektiven für die Medizin? | 79 |
| ORTWIN ADAMS und HARTMUT HENGEL | |
| Husten, Schnupfen, Heiserkeit – Über alte und neue Respirationstraktviren | 85 |
| WILFRIED BUDACH und EDWIN BÖLKE | |
| Strahlende Zukunft – Radioonkologie 2010 | 103 |
| HILDEGARD GRASS und STEFANIE RITZ-TIMME | |
| Frauen- und Geschlechterforschung, Gewaltopfer und Rechtsmedizin | 107 |
| GESINE KÖGLER und PETER WERNET | |
| Die José Carreras Stammzellbank Düsseldorf – Entwicklung, klinische Ergebnisse und Perspektiven | 119 |

| | |
|---|-----|
| NIKOLAS HENDRIK STOECKLEIN und WOLFRAM TRUDO KNOEFEL Disseminierte Tumorzellen bei gastrointestinalen Karzinomen – Molekular- genetische Analyse der relevanten Tumorzellen zum Aufsuchen therapeu- tischer Zielstrukturen für effektive adjuvante Therapien | 137 |
|---|-----|

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät

| | |
|--|-----|
| <i>Dekanat</i> | 151 |
| <i>Neu berufene Professorinnen und Professoren</i> | 153 |
| PETER WESTHOFF (Dekan) Die Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät – Der Weg im Jahr 2005 | 159 |
| JÖRG BREITKREUTZ Arzneizubereitungen für Kinder | 161 |
| STEFAN U. EGELHAAF Weiche Materie – Treffpunkt von Physik, Chemie und Biologie | 173 |
| THOMAS HEINZEL Nanoelektronik und mesoskopischer Transport | 185 |
| MICHAEL LEUSCHEL und JENS BENDISPOSTO Das ProB-Werkzeug zur Validierung formaler Softwaremodelle | 199 |
| CHRISTINE R. ROSE Doppelt hält besser – Elektrische und chemische Signalgebung in Gehirnzellen | 209 |

Philosophische Fakultät

| | |
|--|-----|
| <i>Dekanat</i> | 227 |
| <i>Neu berufene Professorinnen und Professoren</i> | 229 |
| BERND WITTE (Dekan) Die Philosophische Fakultät auf dem Weg in die entgrenzte Wissensgesellschaft | 231 |
| ANDREA VON HÜLSEN-ESCH, WILHELM G. BUSSE und CHRISTOPH KANN Das Forschungsinstitut für Mittelalter und Renaissance | 237 |
| SABINE KROPP Institutionenbildung in postsowjetischen Ländern – Entwurf eines Analysekonzepts | 245 |
| KARL-HEINZ REUBAND Teilhabe der Bürger an der „Hochkultur“ – Die Nutzung kultureller Infrastruktur und ihre sozialen Determinanten | 263 |

SHINGO SHIMADA

- Wozu „Modernes Japan“? Zur Konzeptualisierung des Lehrstuhls
 „Modernes Japan II mit sozialwissenschaftlichem Schwerpunkt“ 285

Wirtschaftswissenschaftliche Fakultät

Dekanat 293

CHRISTOPH J. BÖRNER (Dekan)

- Bachelor und Master in der Betriebswirtschaftslehre –
 Der Düsseldorfer Ansatz 295

HEINZ-DIETER SMEETS und H. JÖRG THIEME

- Demographische Entwicklung und Globalisierung –
 Ökonomische Konsequenzen 311

HORST DEGEN und PETER LORSCHIED

- „Euro = Teuro“ – Lässt sich diese Gleichung statistisch belegen? 329

BERND GÜNTER und LUDGER ROLFES

- Wenn Kunden lästig werden – Kundenbewertung und
 Umgang mit unprofitablen Kundenbeziehungen durch Unternehmen 345

BERND GÜNTER

- Über den Tellerrand hinaus – „Studium laterale“ 359

Juristische Fakultät

Dekanat 367

HORST SCHLEHOFER (Dekan)

- Das Bachelor-Master-System – Ein Modell für die Juristenausbildung? 369

ANDREAS FEUERBORN

- Der integrierte deutsch-französische Studiengang
 der Juristischen Fakultäten der Université de Cergy-Pontoise und
 der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf 379

ULF PALLME KÖNIG

- Die rechtliche Einordnung der Kooperationsvereinbarung zwischen Uni-
 versität und Universitätsklinikum nach nordrhein-westfälischem Recht 387

Gesellschaft von Freunden und Förderern der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf e.V.

GERT KAISER

- Die Freundesgesellschaft der Heinrich-Heine-Universität 401

OTHMAR KALTHOFF

- Jahresbericht 2005 405

Sonderforschungsbereiche der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

CHRISTEL M. MARIAN und WILHELM STAHL

| | |
|--|-----|
| Der Sonderforschungsbereich 663 „Molekulare Antwort nach elektronischer Anregung“ | 409 |
|--|-----|

Forscherguppen der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

VICTORIA KOLB-BACHOFEN, MIRIAM CORTESE, JÖRG LIEBMANN,
SABINE KOCH und NICOLE FITZNER

| | |
|---|-----|
| Regulation der Entzündungsreaktion – Eine wichtige Rolle für Stickstoffmonoxid | 421 |
|---|-----|

DIRK SCHUBERT und JOCHEN F. STAIGER

| | |
|---|-----|
| Die Analyse von „Was“ und „Wo“ in neuronalen Netzen des primären somatosensorischen Kortex | 433 |
|---|-----|

Graduiertenkollegs der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

OSWALD WILLI

| | |
|--|-----|
| Das Graduiertenkolleg 1203 „Dynamik heißer Plasmen“ | 453 |
|--|-----|

AXEL GÖDECKE

| | |
|---|-----|
| Proteininteraktionen und -modifikationen im Herzen – Das Graduiertenkolleg 1089 auf dem Weg in das postgenomische Zeitalter | 459 |
|---|-----|

Zentrale wissenschaftliche Einrichtungen der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Humanwissenschaftlich-Medizinisches Forschungszentrum

DIETER BIRNBACHER

| | |
|---|-----|
| Das Humanwissenschaftlich-Medizinische Forschungszentrum der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf | 475 |
|---|-----|

DIETER BIRNBACHER und LEONORE KOTTJE-BIRNBACHER

| | |
|--|-----|
| Ethische Fragen bei der Behandlung von Patienten mit Persönlichkeitsstörungen | 477 |
|--|-----|

Biotechnologie – Ein gemeinsamer Forschungsschwerpunkt der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf und des Forschungszentrums Jülich

KARL-ERICH JAEGER

| | |
|--|-----|
| Das Zentrum für Mikrobielle Biotechnologie | 491 |
|--|-----|

| | |
|--|-----|
| CHRISTIAN LEGGEWIE, THOMAS DREPPER, THORSTEN EGGERT, WERNER HUMMEL, MARTINA POHL, FRANK ROSENAU und KARL-ERICH JAEGER Molekulare Enzymtechnologie – Vom Gen zum industriellen Biokatalysator | 501 |
|--|-----|

| | |
|--|-----|
| JÖRG PIETRUSZKA, ANJA C. M. RIECHE, NIKLAS SCHÖNE und THORSTEN WILHELM Naturstoffchemie – Ein herausforderndes Puzzlespiel | 519 |
|--|-----|

Institute an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Institut für umweltmedizinische Forschung

| | |
|--|-----|
| JEAN KRUTMANN Das Institut für umweltmedizinische Forschung an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf gGmbH | 535 |
|--|-----|

Institute in Zusammenarbeit mit der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Düsseldorfer Institut für Dienstleistungs-Management

| | |
|--|-----|
| WINFRIED HAMEL Das Düsseldorfer Institut für Dienstleistungs-Management – Eine virtuelle Forschungseinrichtung | 561 |
|--|-----|

Institut für Internationale Kommunikation

| | |
|---|-----|
| CHRISTINE SCHWARZER und MATTHIAS JUNG Universitätsnah wirtschaften – Das Institut für Internationale Kommunikation in Zusammenarbeit mit der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf e.V. | 573 |
|---|-----|

Zentrale Einrichtungen der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Universitäts- und Landesbibliothek

| | |
|---|-----|
| IRMGARD SIEBERT und CAROLA SPIES Aufbruch in die Zukunft – Der 94. Deutsche Bibliothekartag in Düsseldorf | 589 |
|---|-----|

Universitätsrechenzentrum

| | |
|---|-----|
| STEPHAN OLBRICH, NILS JENSEN und GABRIEL GAUS EVITA – Effiziente Methoden zur Visualisierung in tele-immersiven Anwendungen | 607 |
|---|-----|

THOMAS HEINZEL

Nanoelektronik und mesoskopischer Transport

Die Miniaturisierung der Elektronik

Die rasant voranschreitende Entwicklung der Elektronik hat in den letzten 40 Jahren unseren Alltag massiv verändert, vielleicht mehr als jede andere Technologie. Die Älteren unter uns erinnern sich sicherlich noch gut an ihre erste Begegnung mit einem Taschenrechner zu Beginn der 70er Jahre des letzten Jahrhunderts. Hunderte von Euro kosteten sie und beherrschten die vier Grundrechenarten. Von Mobiltelefonen, PCs, globalen Positionierungssystemen und Internet war noch keine Rede. Auch heutzutage bietet die Halbleiterindustrie keine „ausgereiften“ Produkte an in dem Sinne, dass auch in zehn Jahren ihre Funktionalität noch interessiert, wie dies beispielsweise bei Waschmaschinen oder Kühlschränken der Fall ist. Die Fortschritte in der Mikroelektronik sind im Wesentlichen auf eine dramatische Verkleinerung ihres Grundbausteins, des Metalloxid-Halbleiter-Feldeffekttransistors (MOSFET)¹, zurückzuführen. Gordon Moore, einer der Mitbegründer der Firma Intel, formulierte 1965 das Moore'sche Gesetz, demzufolge sich die Dichte der Transistoren in Mikrochips alle 18 Monate verdoppelt.² Diese Faustregel hat erstaunlicherweise bis heute ihre Gültigkeit, auch wenn in den letzten Jahren eine leichte Verlangsamung der Miniaturisierung zu beobachten war. So liegt die Frage nahe, wie lange dieser Prozess wohl noch vonstatten gehen wird. Betrachten wir hierzu ein elementar, ja banal anmutendes Beispiel, das jedoch sehr weit reicht: einen leitenden Draht. MOSFETs sind durch Drähte untereinander verkabelt; darüber hinaus kann ihr aktiver Kanal als Draht mit abstimmbarer Leitfähigkeit betrachtet werden. Wie sich die elektronischen Eigenschaften eines Drahtes verändern, wenn dessen Länge und/oder Querschnitt reduziert wird, ist somit von elementarer Bedeutung.

Mesoskopische Drähte

In einem herkömmlichen Draht gehorcht der elektrische Strom dem Ohm'schen Gesetz, $\text{Spannung} = \text{Widerstand} \times \text{Strom}$ ($U = R \times I$). Wie dünn darf ein Draht sein, bevor dieses Gesetz seine Gültigkeit verliert?

Man kann das Ohm'sche Gesetz mit Hilfe des Boltzmann-Modells herleiten, das auf einer ganzen Reihe von Annahmen beruht. Die Elektronen können hierbei als inkohärente, untereinander nicht wechselwirkende Teilchen aufgefasst werden, die der Fermi-Dirac-Statistik genügen und an einem Ensemble von Kristallimperfectionen im Festkörper gestreut werden. Wesentliche Eigenschaften der Elektronen, wie ihr Spin, ihre Wechselwirkung untereinander oder die Tatsache, dass es sich um Wellenpakete mit der Fähigkeit zur Interferenz handelt, gehen in das Modell nicht, oder nur auf indirekte Weise, ein. Trifft

¹ Vgl. Sze (1985).

² Vgl. Moore (1965).

zumindest eine der Annahmen nicht mehr zu, so verlässt man den Gültigkeitsbereich des Boltzmann-Modells und betritt das mesoskopische Regime, das durch die im Folgenden diskutierten charakteristische Längen- und Energieskalen charakterisiert wird (siehe Abb. 1). Die Problematik für die konventionelle Elektronik wird jeweils skizziert, woran sich eine Diskussion der sich ergebenden Möglichkeiten anschließt.

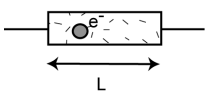
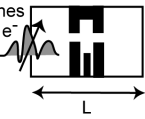
| Konventionelles Bauelement | Mesoskopisches Bauelement |
|---|---|
|  |  |
| $L \gg l_e$ diffusiv | $L \lesssim l_e$ ballistisch |
| $L \gg l_\phi$ inkohärent | $L \lesssim l_\phi$ kohärent |
| $L \gg \lambda_F$ kontinuierliches Spektrum | $L \lesssim \lambda_F$ Grössenquantisierung |
| $e^2/C < k_B \Theta$ keine Einzel-Elektron Effekte | $e^2/C \gtrsim k_B \Theta$ Einzel-Elektron Ladeeffekte |
| $L \gg l_s$ Spin irrelevant | $L \lesssim l_s$ Spineffekte |

Abb. 1: Längen- und Energieskalen des konventionellen Regimes (links) im Vergleich mit dem mesoskopischen Regime (rechts). Hierbei bezeichnet l_e die mittlere freie Weglänge, l_ϕ die Kohärenzlänge, λ_F die Fermi-Wellenlänge und l_s die Spinstreulänge der Elektronen (der Spin ist durch den Pfeil angedeutet). C ist die Kapazität des Bauelements und Θ bezeichnet dessen Temperatur.

Ballistischer Quantentransport

Die mittlere freie Weglänge l_e der Elektronen legt den Widerstand fest. Solange die räumliche Abmessung des Drahtes L groß gegenüber l_e ist, hat das Boltzmann-Modell in aller Regel seine Gültigkeit. Die elementare Festkörperphysik sagt uns, dass Elektronen in einem perfekt periodischen Potenzial nicht gestreut werden. Vielmehr sind Kristallimperfectionen, worunter auch die intrinsischen Gitterschwingungen zu verstehen sind, für den Widerstand verantwortlich. Da l_e bei Raumtemperatur in Metallen und Halbleitern typisch wenige Nanometer (nm) beträgt, lassen sich auch die derzeit aktuellen Transistoren mit ihren Kanallängen von mehr als 150 nm noch gut durch das Boltzmann-Modell beschreiben. Was geschieht, wenn die Abmessungen des Drahtes in den Bereich von l_e kommen?

Da man nur sehr schwer Drähte mit Durchmessern und Längen von weniger als 10 nm herstellen kann, präpariert man häufig Strukturen mit Abmessungen im Bereich von 100 nm und führt die Experimente bei tiefen Temperaturen von 4 K (Kelvin) oder darunter durch. Durch das Abkühlen werden die Gitterschwingungen „eingefroren“, wodurch sich l_e dramatisch erhöht. Auch die Längenskalen l_ϕ und l_s wachsen mit sinkender Temperatur stark an. Es sei jedoch betont, dass die typischen mesoskopischen Effekte nicht prinzipiell nur bei tiefen Temperaturen auftreten, wie dies beispielsweise bei der Supraleitung der Fall ist.

Betrachten wir nun ein Extrembeispiel eines mesoskopischen Drahtes, den man *ballistischen Quantendraht* nennt. Länge und Durchmesser eines solchen Drahtes sind bei tiefen Temperaturen wesentlich geringer als l_e , so dass es keine Streuung gibt. Der Durchmesser ist außerdem mit der De-Broglie-Wellenlänge der Elektronen an der Fermi-Kante (Fermi-Wellenlänge) vergleichbar, so dass der Draht einen quasi-eindimensionalen Wellenleiter für Elektronen darstellt. Derartige Strukturen lassen sich besonders gut in so genannten Ga[Al]As-Heterostrukturen³ (Abb. 2) herstellen, die seit langem ein „Arbeitspferd“ der mesoskopischen Physik sind.

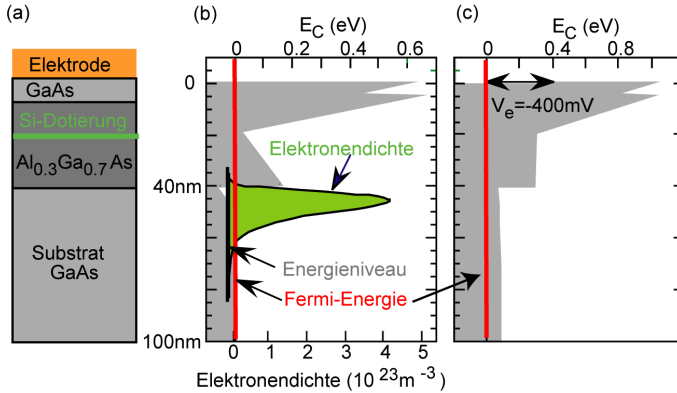


Abb. 2: Aufbau (a) und Leitungsband-Potenziallandschaft (b) einer Ga[Al]As-Heterostruktur. Elektronen, die von der Si-Dotierschicht abgegeben werden, sammeln sich an der GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Grenzfläche und bilden dort ein zweidimensionales Elektronengas. Durch Anlegen einer negativen Spannung an einer auf der Oberfläche definierten Elektrode kann die Dichte des Elektronengases angestimmt bzw. zum Verschwinden gebracht werden (c).

In diesen geschichteten Halbleitern lassen sich zweidimensionale Elektronengase definieren, die nicht nur eine im Vergleich zu konventionellen Metallen deutlich geringere Elektronendichte und damit eine größere Fermi-Wellenlänge besitzen, sondern auch extrem hohe freie Weglängen von bis zu 100 μm (Mikrometer) aufweisen. Darüber hinaus lassen sich diese Elektronengase mittels Elektrodengeometrien an der Oberfläche sowohl strukturieren als auch parametrisch abstimmen.

Es kann mit Leichtigkeit eine Struktur in Ga[Al]As hergestellt werden, die sich bei tiefen Temperaturen als Quantendraht in oben genanntem Sinne verhält (siehe Abb. 3).

Entgegen der naiven Erwartung eines unendlich hohen Leitwerts beobachtet man einen endlichen Wert, der ein ganzzahliges Vielfaches von $2 \frac{e^2}{h} = \frac{1}{12908} \Omega$ (Ohm) beträgt, und dies mit einer Genauigkeit von ca. einem Prozent.⁴

Um diese Beobachtung zu interpretieren, benötigt man zunächst ein Modell, das auf ein System ohne Streuzentren anwendbar ist. Ein entsprechender Formalismus wurde von

³ Vgl. Pfeiffer *et al.* (1989).

⁴ Vgl. van Wees *et al.* (1988).

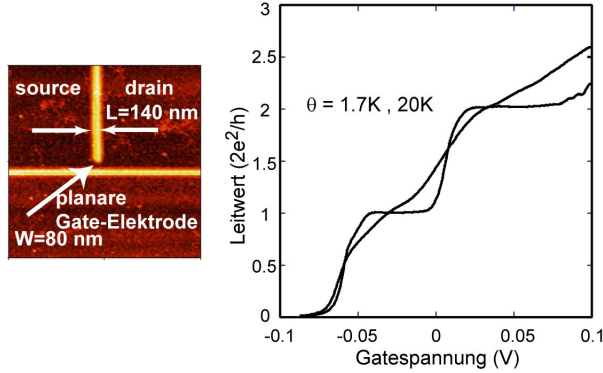


Abb. 3: Links: Rastersondenmikroskopaufnahme der Oberflächentopographie eines abstimmbaren ballistischen Quantendrahtes, der in einer Ga[Al]As-Heterostruktur definiert ist. Das zweidimensionale Elektronengas befindet sich 40 nm unterhalb der Oberfläche. Die hellen Oxidlinien bilden isolatorische Bereiche, so dass die *Source*- und *Drain*-Kontakte über einen ca. 80 nm breiten und ca. 40 nm langen Kanal miteinander verbunden sind. Die Drahtbreite kann durch Anlegen einer Spannung an der planaren Gateelektrode abgestimmt werden. Rechts: der Leitwert des Quantendrahtes weist bei tiefen Temperaturen Plateaus auf, die in Einheiten von $2\frac{e^2}{h}$ quantisiert sind und bei ca. 20 K verschwinden (vgl. Heinzel 2003).

Rolf Landauer⁵ und Markus Büttiker⁶ entwickelt und berechnet den Leitwert quasi-eindimensionaler Leiter aus quantenmechanischen Transmissionsamplituden.

In seiner einfachsten Form ergibt sich aus diesem Modell der Zusammenhang zwischen Strom I und angelegter Spannung V (Landauer-Büttiker-Formel) zu

$$I = \frac{e^2}{h} N T V, \quad (1)$$

wobei T die Transmissionswahrscheinlichkeit einer Mode und N die Zahl der besetzten Moden bezeichnet. In unserem Fall ist $T = 1$, so dass sich ein Leitwert von $G = \frac{e^2}{h}$ für jede besetzte Mode ergibt. Interpretiert wird dieser Effekt wie folgt: Der Gesamt Widerstand zwischen *Source* und *Drain* besteht aus einer Hintereinanderschaltung des eigentlichen Drahtwiderstands, der verschwinden sollte, und einem quantisierten Einkoppelwiderstand, der dadurch entsteht, dass die Elektronen aus den Kontakten in die Moden des Drahtes eingefädelt werden müssen. Hierbei kann man die Moden als unabhängig voneinander und parallel zueinander geschaltet betrachten. Der um den Faktor 2 erhöhte gemessene Leitwert hat seinen Ursprung in der Spinentartung der Moden. Tatsächlich hat man vor kurzem diese Interpretation durch Vierpunktmessungen experimentell untermauert, in denen man demonstrieren konnte, dass Widerstand im Inneren eines ballistischen Quantendrahtes tatsächlich verschwindet.⁷

⁵ Vgl. Landauer (1957).

⁶ Vgl. Büttiker (1988).

⁷ Vgl. de Picciotto *et al.* (2001).

Drähte mit geringem Widerstand im Bereich von wenigen Ohm besitzen daher viele, d. h. Hunderte von besetzten Moden. Ihr Durchmesser ist groß gegenüber l_e . Sollten zukünftige Bauelemente aus derartigen Quantendrähten bestehen oder durch sie miteinander verbunden sein, so steht eine niederohmige Verbindung *prinzipiell* im Widerspruch zu geringen Abmessungen.

Interessanterweise gibt es bereits eine äußerst wichtige Anwendung von Quantendrähten, nämlich unseren Widerstandsstandard. Seit 1990 wird der Widerstand weltweit durch den *Quanten-Hall-Effekt* definiert.⁸ Dieser Effekt, eine der spektakulärsten Entdeckungen der letzten 30 Jahre in der Festkörperphysik,⁹ ist in Abbildung 4 skizziert. Zunächst sei kurz an den klassischen Hall-Effekt erinnert, der eine Standardmethode zur Bestimmung von Elektronendichten in Metallen ist. Der transversale (Hall-)Widerstand R_{xy} eines Metallstreifens ergibt sich zu

$$R_{xy} = -\frac{B}{ne}, \quad (2)$$

wobei B das angelegte Magnetfeld ist und n die Elektronendichte bezeichnet.

Führt man dieses Experiment an zweidimensionalen Elektronengasen durch, so stellt man fest, dass der Hall-Widerstand gemäß

$$R_{xy} = -\frac{1}{j} \frac{h}{e^2}, \quad (3)$$

quantisiert, wobei j eine ganze Zahl ist, die vom Magnetfeld abhängt.

Die Ähnlichkeit zwischen den Gleichungen (3) und (1) lässt vermuten, dass die Erklärung des Quanten-Hall-Effekts etwas mit Quantendrähten zu tun hat. In der Tat kann man ein zweidimensionales Elektronengas in einem hohen Magnetfeld als ein Netzwerk aus Quantendrähten verstehen. Weit von den Rändern entfernt bewegen sich die Elektronen auf lokalisierten Zyklotronbahnen, so dass sie keinen Strom tragen können. Am Rand der Probe hingegen führt die Kreisbewegung der Elektronen zu häufigen Stößen mit der Wand (Abb. 4 rechts), wodurch sie sich von Kontakt zu Kontakt entlang von Randkanälen bewegen können (Einsatz in Abb. 4 links). Dieser Transport ist eindimensional und widerstandslos, da Streuzentren einfach umfahren werden. Die Landauer-Büttiker-Formel verallgemeinert sich für das Quantendrahtnetzwerk aus Abbildung 4 zu

$$I_p = \frac{e^2}{h} \sum_q (T_{qp} V_p - T_{pq} V_q).^{10} \quad (4)$$

Hierbei ist I_p der von Kontakt p emittierte Gesamtstrom, V_q das Potenzial von Kontakt q und T_{qp} die Transmission von Kontakt p in Kontakt q . Löst man das resultierende Gleichungssystem, so findet man

$$R_{xy} = \frac{V_y}{I_x} = -\frac{1}{j} \frac{h}{e^2} \quad ; \quad R_{xx} = \frac{V_x}{I_x} = 0, \quad (5)$$

⁸ Vgl. Gruber (2004).

⁹ Vgl. v. Klitzing *et al.* (1980).

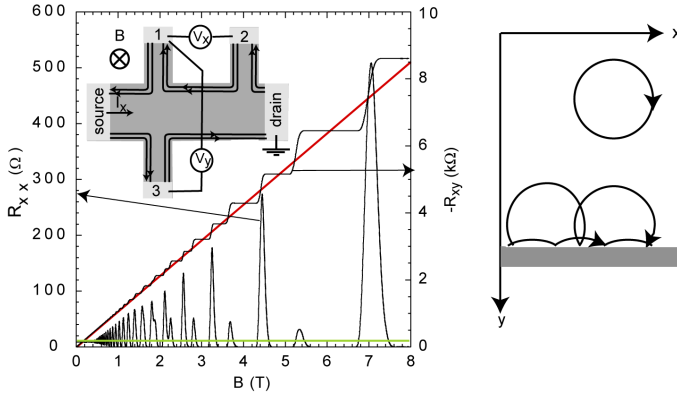


Abb. 4: Links: Eine Messung des Hall-Widerstands $R_{xy} = \frac{V_y}{I_x}$ bei konventionellen Metallen ergibt eine Gerade mit der Steigung $-\frac{1}{ne}$. In zweidimensionalen Elektronengasen hingegen beobachtet man quantisierte Hall-Widerstände. Damit einher geht eine ausgeprägte Oszillation des longitudinalen Widerstands R_{xx} mit verschwindendem Widerstand zwischen den Maxima. Semiklassisch hingegen ist R_{xx} unabhängig von B . Rechts: Im Quanten-Hall-Bereich fließt der Strom über eindimensionale Zustände entlang des Randes (grauer Bereich).

womit die Quantisierung des Hall-Widerstands als Kontaktwiderstand in obigem Sinne interpretiert werden kann. Die ganze Zahl j gibt die Anzahl der bevölkerten Randkanäle an. Bei hinreichend hohen Magnetfeldern wird die Spinentartung aufgehoben. Beim Übergang zwischen den Plateaus hingegen werden die Zyklotronradien in den Randkanälen so groß, dass Streuung an die gegenüberliegende Wand möglich wird, wodurch die Koeffizienten T_{qp} modifiziert werden.

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Braunschweig beispielsweise gibt die Genauigkeit ihres Quanten-Hall-Widerstandsstandards mit einem Milliardstel an.¹¹ Die Genauigkeit der Quantisierung dieser Quanten-Hall-Plateaus ist somit wesentlich höher als diejenige, die in dem in Abbildung 3 gezeigten Quantendraht auftritt. Der Grund ist leicht ersichtlich. In dem in Abbildung 4 dargestellten System sind die von links nach rechts laufenden Zustände räumlich von den entgegengesetzt laufenden Zuständen getrennt: Das Elektronensystem ist chiral. Dadurch wird eine Rückstreuung der Elektronen sehr stark unterdrückt.

Es sei noch angemerkt, dass die Messung des Widerstandsquants $\frac{h}{e^2}$ auch eine genaue Messung der in der Physik extrem wichtigen Feinstrukturkonstante ist, da die Lichtgeschwindigkeit per Definition festgelegt ist.

Spintransport

Quasi-eindimensionale Quantendrähte spielen auch eine sehr wichtige Rolle auf dem Gebiet der Spinelektronik, was anhand eines Beispiels verdeutlicht werden soll. Die kon-

¹¹ Vgl. Gruber (2004).

ventionelle Elektronik nutzt fast ausschließlich die Ladung der Elektronen und ignoriert deren Spin. Ausnahmen sind die Leseköpfe von Festplatten, die seit einigen Jahren den *giant magnetoresistance*-Effekt (GMR-Effekt),¹² einen spinabhängigen Widerstand, ausnutzen, sowie die seit kurzer Zeit am Markt existierenden Speicherzellen, die auf dem *tunneling magnetoresistance*-Effekt (TMR-Effekt)¹³ beruhen, der mit dem GMR-Effekt eng verwandt ist. Die Spinelektronik befasst sich allgemein mit Auswirkungen des Elektronenspins auf den Widerstand. Ein fundamentales Konzept dieses Feldes ist der Datta-Das-Spin-Feldeffekttransistor (SFET), der bereits 1990 vorgeschlagen wurde,¹⁴ aber bis heute nicht experimentell realisiert ist. Ein Quantendraht spielt eine wichtige Rolle in diesem Bauelement (siehe Abb. 5).

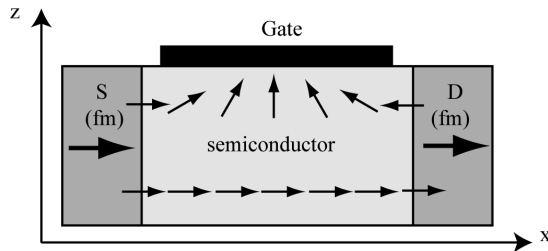


Abb. 5: Konzept des SFETs. Die Gateelektrode stimmt nicht die Elektronendichte im Kanal ab, sondern vielmehr die Orientierung der Elektronenspins (Pfeile). Beim oberen Pfad wird der Spin um 180 Grad gedreht, beim unteren Pfad, der einer anderen Gatespannung entspricht, bleibt er unverändert.

Ein spinpolarisierter Strom, wie er beispielsweise in einem Ferromagneten vorliegt, wird in einen Halbleiter aus dem *Source*-Kontakt injiziert. Dort wird mittels einer Gatespannung das elektrische Feld kontrolliert. Dieses wiederum bestimmt über die Spinbahn-Wechselwirkung die Präzession des Spins und somit die Richtung, mit der er am Ausgang (*Drain*) ankommt. Besteht dieser Kontakt ebenfalls aus einem Ferromagneten, so hängt der Auskoppelwiderstand von der Spinrichtung ab. Somit ließe sich durch Verändern der Gatespannung der Strom zwischen *Source* und *Drain* „an“ und „aus“ schalten. Auf diese Weise bildet der SFET ein elektronisches Analogon zur wohlbekannten Pockels-Zelle, einer optischen Standardkomponente. Eine genauere Analyse zeigt, dass dieser Effekt nur dann signifikant sein kann, wenn der Halbleiter in Form eines quasi-eindimensionalen Quantendrahtes vorliegt, da die Präzession der Elektronenspins von deren Flugrichtung abhängt. Derzeit verhindern vermutlich vor allem Probleme mit den Ferromagnet-Halbleiter-Kontakten sowie die relativ schwache Spinbahn-Kopplung in herkömmlichen Halbleitern die experimentelle Realisierung eines SFETs.

¹² Vgl. Grünberg *et al.* (1986) und Baibich *et al.* (1988).

¹³ Vgl. Jullière (1975).

¹⁴ Vgl. Datta *et al.* (1990).

Elektronische Kohärenz und Interferenz

Anhand eines mesoskopischen Drahtes lassen sich des Weiteren die Auswirkungen von Kohärenz und Interferenz der Elektronenwellen verdeutlichen. Die Quantenmechanik lehrt uns, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen durch ein Wellenpaket beschrieben wird, das die Fähigkeit zur Interferenz hat. Eine wichtige Konsequenz ist die Tatsache, dass der Widerstand eine nicht-lokale Größe wird. Was in diesem Zusammenhang darunter zu verstehen ist, verdeutlicht sehr eindrucklich das Experiment von Webb *et al.* (1988), die Widerstandsmessungen an einem dünnen, nicht-ballistischen Golddraht als Funktion eines externen Magnetfeldes durchführten. Sie beobachteten einen etwa um 0,2 Prozent reproduzierbar fluktuierenden Widerstand (siehe Abb. 6 links).

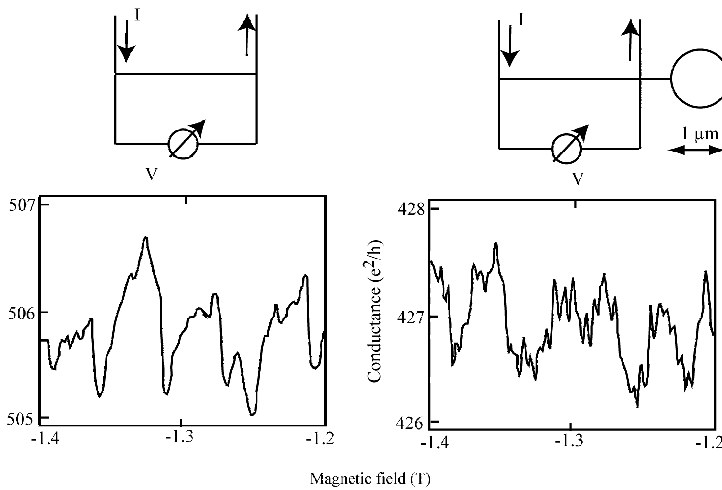


Abb. 6: In einem kohärenten System beeinflusst der Ring (rechts oben) außerhalb des Bereichs, in dem der Spannungsabfall über einen Draht gemessen wird, dessen Widerstand (rechts unten); nach Webb *et al.* (1988).

Diese Fluktuationen sind als „Fingerabdruck“ der Streuzentren im Draht zu verstehen. Die Elektronenwelle wird an ihnen reflektiert und es bilden sich Resonanzen aus, die durch die Art und Position der Streupotenziale bestimmt sind.¹⁵ Dieser Effekt soll hier nicht weiter interessieren. In einem Vergleichsexperiment schlossen die Autoren einen Draht an den Leiter an, der sich *außerhalb* der Messstrecke des Spannungsabfalls befand. Es ist bekannt, dass der Widerstand eines leitenden Ringes, der von einem Magnetfeld durchdrungen wird, als Funktion des Magnetfeldes mit der Periode $\Delta B = \frac{h}{eA}$ oszilliert, wobei A die vom Ring eingeschlossene Fläche ist.¹⁶ Eine Oszillation wird nun im Spannungsabfall über den Draht, also auf einer Strecke, die den Ring nicht enthält, beobachtet (Abb. 6 rechts). Dies bedeutet, dass die Eigenschaft des Ringes eine Fernwirkung hat; genauer gesagt ist sie im gesamten Kohärenzvolumen des Elektronengases zu beobachten.

¹⁵ Vgl. Beenakker *et al.* (1991).

¹⁶ Vgl. Webb (1985).

Dies hat zur Folge, dass man Komponenten, die kleiner als das Kohärenzvolumen sind, keinen Widerstand mehr zuordnen kann. Vielmehr wird dieser von allen anderen Komponenten innerhalb des Kohärenzvolumens mitbestimmt, was eine unabhängige Kontrolle und Steuerung der einzelnen Bauelemente unmöglich macht.

Kohärenz ist allerdings eine wesentliche Voraussetzung für alle Konzepte zur Quanteninformationsverarbeitung.¹⁷ Derzeit werden sehr eindrucksvolle Fortschritte bei der Implementierung von Quantenalgorithmen mit Ionenfallen und photonischen Systemen erzielt. Nichtsdestotrotz ist es von großem Interesse, diese Konzepte in einen Festkörper zu übertragen, da andere Formen der kommerziellen Informationsverarbeitung nur schwer vorstellbar sind. Hierbei müssen Verschränkungen der Zustände innerhalb des Kohärenzvolumens stattfinden und die Quantenoperation innerhalb der Dekohärenzzeit abgeschlossen sein. Auch hier bieten Ga[Al]As-Heterostrukturen hervorragende Voraussetzungen.¹⁸ So hat man beispielsweise nachgewiesen, dass der Spin eines einzelnen, lokalisierten Elektrons in GaAs Dekohärenzzeiten von bis zu 0,85 ms aufweisen kann,¹⁹ was viele Größenordnungen über der typischen Dauer einer Rechenoperation mit einem Quantengate liegt.

Elektron-Elektron-Wechselwirkungen

Elektronen haben eine quantisierte Ladung $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Cb (Coulomb) und stoßen sich gegenseitig ab. Diese Tatsache ist im Boltzmann-Modell von nur untergeordneter Bedeutung, da die Elektronen gleichzeitig die Coulomb-Abstoßung abschirmen. In mesoskopischen Bauelementen hingegen können diese Eigenschaften zu dramatischen Effekten führen, die man mit den Begriffen „Einzel-Elektron-Tunneln“ und „Coulomb-Bockade“ beschreibt.²⁰ Man betrachte hierzu eine Tunnelbarriere in einem dünnen Draht (wie sie beispielsweise in einer Tunneldiode vorliegt), über die eine Spannung angelegt wird. Das Ersatzschaltbild für kleine Spannungen ist eine Parallelschaltung eines Widerstands mit einem Kondensator, wie in Abbildung 7 wiedergegeben.

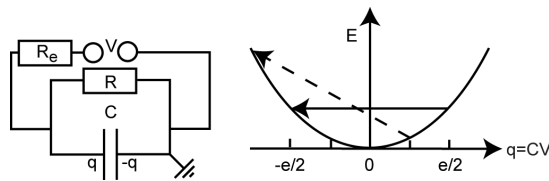


Abb. 7: Ersatzschaltbild und Ladeenergie einer Tunnelbarriere. Der Widerstand R_e repräsentiert den Serienwiderstand.

Die Spannung V lädt den Kondensator mit der Ladung $q = CV$. Diese Ladung ist nicht quantisiert, da sie durch Polarisierung des Elektronengases gegenüber den ortsfesten Rumpfkernen entsteht. Durch die Barriere hingegen tunneln einzelne Elektronen, wodurch sich für ein wechselwirkungsfreies Elektronengas ein Ohm'scher Strom $I = \frac{V}{R}$ er-

¹⁷ Vgl. Nielsen und Chuang (2000).

¹⁸ Vgl. Taylor *et al.* (2005).

¹⁹ Vgl. Elzerman *et al.* (2004).

²⁰ Vgl. Likharev (1988).

gibt. Dieser Zusammenhang wird jedoch durch die Coulomb-Abstoßung der Elektronen untereinander stark modifiziert. Ist beispielsweise auf dem Kondensator die Ladung $q = \frac{e}{4}$ gespeichert (Abb. 7 rechts) und ein Elektron tunnelt, so beträgt die Kondensatorladung unmittelbar nach dem Tunnelprozess $-\frac{3}{4}e$. Die auf dem Kondensator gespeicherte Energie $U = \frac{q^2}{2}C$ würde durch den Tunnelprozess um den Faktor 9 ansteigen, so dass Tunneln nicht stattfindet. Diese elementare Überlegung nennt man Coulomb-Blockade. Erst für $q \geq \frac{e}{2}$ ist sie aufgehoben. Infolge der großen Kapazität in konventionellen Tunnelbarrieren wird dieser Effekt allerdings normalerweise nicht beobachtet. Für eine typische kleine Kapazität von $C = 1\text{ fF}$ ist $\frac{e^2}{2}C$ viel geringer als die thermische Energie bei Raumtemperatur. Dies ändert sich jedoch bei Drähten mit Durchmessern im Bereich weniger Nanometer. In derartigen Drähten können Streuzentren Tunnelbarrieren bilden, die den Draht in Elektronenpfützen zerfallen lassen, zwischen denen der Ladungstransport durch die Coulomb-Blockade stark unterdrückt ist.

Die Coulomb-Blockade eröffnet andererseits Perspektiven für Komponenten einer Elektronik der Zukunft. Ein Beispiel ist der Einzel-Elektron-Transistor. Er besteht aus zwei Tunnelbarrieren in Serie, die eine kleine metallische Insel einschließen, die rein kapazitiv an eine Steuerelektrode gekoppelt ist.

Mit Hilfe der Gatespannung kann die Coulomb-Blockade kontrolliert aufgehoben werden, da sie das Potenzial der Insel und somit die Spannungsabfälle über die beiden Barrieren abstimmt. In Abbildung 8 rechts ist zu erkennen, dass die Strom-Spannungs-Kennlinie der Insel periodisch als Funktion der Gatespannung variiert. Hierbei wird in jeder Periode die Anzahl der Elektronen auf der Insel um eins verändert. Wie man dieses System als Transistor betreiben kann, ist in Abbildung 8 unten) demonstriert: Unter Vorwärtsspannungen, die klein gegenüber $\frac{e}{C}$ sind, ist der Strom eine stark oszillierende Funktion der Gatespannung (so genannte Coulomb-Oszillationen). Nun definiert man einen Arbeitspunkt durch eine feste Gatespannung, die derart gewählt wird, dass das System in der Flanke einer Coulomb-Blockaderesonanz sitzt. Gibt man nun, wie bei Transistorverstärkern üblich, das Signal zusätzlich auf die Gateelektrode, so reagiert der Strom hierauf sehr sensitiv. Da der Abstand benachbarter Coulomb-Blockaderesonanzen einer Elementarladung entspricht, können mit Hilfe dieses Transistors kleine Bruchteile einer Elementarladung registriert werden. Tatsächlich ist der Einzel-Elektron-Transistor der empfindlichste existierende Ladungsdetektor; eine Nachweisempfindlichkeit von 0,0001 Elementarladungen wurde experimentell realisiert.²¹

Ausblick

Wie also wird die Elektronik der nächsten Generation aussehen? Eine Antwort auf diese Frage kann zum jetzigen Zeitpunkt (noch) nicht gegeben werden; stattdessen sei an den letzten Paradigmenwechsel in der Elektronik erinnert, der sich in den 50er Jahren des letzten Jahrhunderts anbahnte. So wurde beispielsweise 1946 der Großrechner ENIAC in Philadelphia in Betrieb genommen.²² Es handelte sich um einen digitalen Rechner, dessen Operationen durch 3.000 Vakuumröhrentrioden ausgeführt wurden. Das Gerät wog 2,5

²¹ Vgl. Zimmerli *et al.* (1992).

²² Vgl. Website des ENIAC-Museums: <http://www.seas.upenn.edu/~museum/> (22.03.2006).

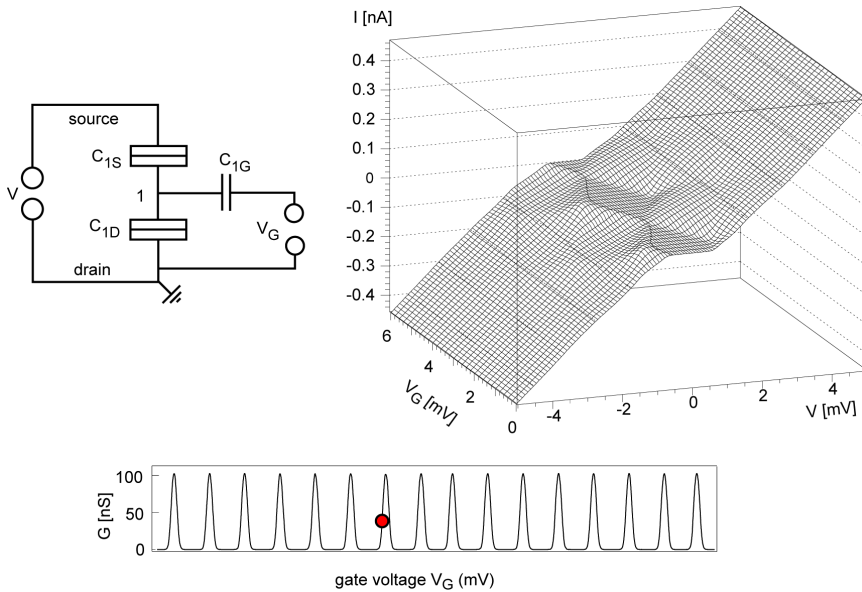


Abb. 8: Schaltbild eines Einzel-Elektron-Transistors (links): Eine metallische Insel (1) ist über Tunnelbarrieren an die Reservoirs *source* und *drain* gekoppelt. Das Potenzial der Insel kann mit einer rein kapazitiv gekoppelten Gateelektrode abgestimmt werden. Rechts: Messung des Stroms als Funktion der Gatespannung und der Vorwärtsspannung an einem $\text{Al-Al}_2\text{O}_3$ -Einzel-Elektron-Transistor (vgl. Furlan *et al.* 2000). Unten ist ein Querschnitt dieser Fläche bei konstanter, sehr kleiner Vorwärtsspannung gezeigt. Der rote Punkt gibt einen möglichen Arbeitspunkt des Transistors an.

Tonnen und hatte eine Taktfrequenz von 1 kHz. Die Standardvision zur Elektronik der Zukunft bestand, in Analogie zu derjenigen unserer Tage, im Wesentlichen in der Reduktion der Abmessungen der Bauelemente. So hielt man es 1947 für realistisch, in wenigen Jahren 3-kHz-Rechner mit einem Gewicht von weniger als einer Tonne zur Verfügung zu haben. Mit der bahnbrechenden Erfindung des Transistors durch Bardeen, Brattain und Shockley 1947 wurde es möglich, die Vakuumröhre durch ein Stück Halbleiter zu ersetzen.²³ Interessanterweise ist die Schaltungslogik bei dieser Revolution quasi unverändert geblieben, was bei derjenigen, die uns in den nächsten 20 Jahren sehr wahrscheinlich bevorsteht, nicht unbedingt der Fall sein wird.

Literatur

BAIBICH, M. N., J. M. BROTO, Albert FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH und J. CHAZELAS. „Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices“, *Physical Review Letters* 61 (1988), 2472-2475.

²³ Vgl. Shockley (1951).

- BEENAKKER, Carlo und Henk VAN HOUTEN. „Quantum transport in semiconductor nanostructures“, in: Henry EHRENREICH und David TURNBULL (Hrsg.). *Solid State Physics*. New York 1991, 1-228.
- BÜTTIKER, Markus. „Symmetry of electrical conduction“, *IBM Journal of Research and Development* 32 (1988), 317-334.
- DATTA, Supriyo und Biswajit DAS. „Electronic analog of the electro-optic modulator“, *Applied Physics Letters* 56 (1990), 665-667.
- ELZERMAN, J. M., R. HANSON, L. H. WILLEMS VAN BEVEREN, B. WITKAMP, L. M. K. VANDERSYPEN und Leo P. KOUWENHOVEN. „Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot“, *Nature* 430 (2004), 431-435.
- FURLAN, Miha, Thomas HEINZEL, Blaise JEANNERET und Sergey LOTHKOV. „Coulomb blockade peak statistics influenced by background charge fluctuations“, *Journal of Low Temperature Physics* 118 (2000), 297-306.
- GRUBER, Susanne. „Ohm-Darstellung, grundlegende Untersuchungen zum Quanten-Hall-Effekt und Bestimmung der Feinstruktur-Konstante“. 2004. http://www.ptb.de/de/org/2/26/inhalt26_de/ohm.htm (22.03.2006).
- GRÜNBERG, Peter, R. SCHREIBER, Y. PANG, M. B. BRODSKY und H. SOWERS. „Layered magnetic structures – evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers“, *Physical Review Letters* 57 (1986), 2442-2445.
- HEINZEL, Thomas. *Mesoscopic Electronics in Solid State Nanostructures*. Weinheim 2003.
- JULLIÈRE, M. „Tunneling between ferromagnetic films“, *Physics Letters* 54A (1975), 225-228.
- VON KLITZING, Klaus, Peter DORDA und Michael PEPPER. „New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance“, *Physical Review Letters* 45 (1980), 494-497.
- LANDAUER, Rolf. „Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction“, *IBM Journal of Research and Development* 1 (1957), 223-231.
- LIKHAREV, Konstantin. „Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions“, *IBM Journal of Research and Development* 32 (1988), 144-158.
- MOORE, Gordon. „Cramming more components onto integrated circuits“, *Electronics* 18 (1965), 19-22.
- NIELSEN, Michael und Huang CHUANG. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge 2000.
- PFEIFFER, Loren, Ken WEST, Horst STORMER und Kenneth BALDWIN. „Electron mobilities exceeding 10^7 cm²/Vs in modulation-doped GaAs“, *Applied Physics Letters* 55 (1989), 1888-1890.
- DE PICCIOTTO, R., Horst STORMER, Loren PFEIFFER, Ken BALDWIN und Kenneth WEST. „Four-terminal resistance of a ballistic quantum wire“, *Nature* 411 (2001), 51-54.
- SHOCKLEY, William. „Circuit element utilizing semiconductive material“, US Patent no. 2 569 347 (1951).
- SZE, Simon. *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. New York 1985.
- TAYLOR, J. M., H.-A. ENGEL, W. DÜR, A. YACOBY, C. M. MARCUS, P. ZOLLER und M. D. LUKIN. „Fault-tolerant architecture for quantum computation using electrically controlled semiconductor spins“, *Nature Physics* 1 (2005), 177-183.
- WEBB, Richard und Simon WASHBURN. „Observation of *h/e* Aharonov-Bohm Oscillations in Normal-Metal Rings“, *Physical Review Letters* 54 (1985), 2696-2699.
- WEBB, Richard und Sean WASHBURN. „Quantum interference fluctuations in disordered metals“, *Physics Today* 41 (12) (1988), 46-53.

- VAN WEES, Bart, Henk VAN HOUTEN, Carlo W. J. BEENAKKER, J. G. WILLIAMSON, Leo P. KOUWENHOVEN, D. VAN DER MAREL und C. T. FOXON. „Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas“, *Physical Review Letters* 60 (1988), 848-850.
- ZIMMERLI, G., T. M. EILES, R. L. KAUTZ und John M. MARTINIS. „Noise in the Coulomb blockade electrometer“, *Applied Physics Letters* 61 (1992), 237-239.

